

ВЫХОД ДЕЙТРОНОВ ИЗ ЯДРА C^{12} ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 730 и 1260 Мэв

В.С.Борисов, Г.К.Бышева, Л.Л.Гольдин, Л.Н.Кондрашьев,
Н.Я.Сморodinская, Г.К.Туманов

Выход дейтронов из ядра C^{12} вблизи максимума обратного упругого $p-d$ -рассеяния исследовался на внутренней мишени протонного синхротрона ИТЭФ. Схема установки приведена на рис.1. Частицы, испущенные под углом 13° к направлению первичного пучка, анализировались

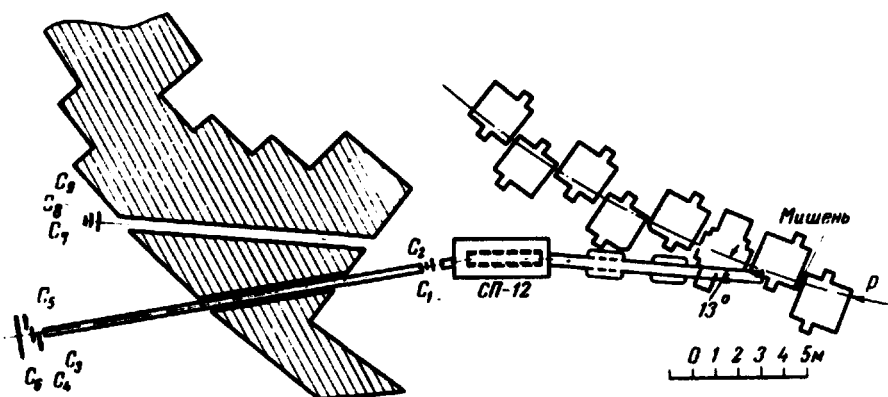


Рис.1. Схема экспериментальной установки

до импульсу магнитом СП-12 и падали на годоскоп сцинтилляционных счетчиков $C_1 - C_6$ с пролетной базой 16,6 м, где дейтроны отделялись от других частиц по времени пролета. Подробно установка и экспериментальная процедура описаны в [1]. В работе использована углеродная мишень толщиной 0,5 мм. Измерения произведены при двух значениях кинетической энергии налетающих протонов $T_0 = 730$ Мэв и $T_0 = 1260$ Мэв. Разрешение по импульсу установки равнялось 4,6% при $T_0 = 730$ Мэв и 2,8% при $T_0 = 1260$ Мэв (указанная величина включает в себя разрешение магнитного спектрометра, разброс по импульсу первичного пучка и учитывает многократное рассеяние вторичных дейтронов в веществе, находящемся на пучке).

Экспериментальные спектры представлены на рис.2,а ($T_0 = 730$ Мэв) и 3,а ($T_0 = 1260$ Мэв). Здесь по оси абсцисс отложен импульс дейтрона p_d , а по оси ординат — дифференциальное сечение испускания дейтрона,

рассчитанное на единичный телесный угол и на единичный интервал импульса дейтрона. Стрелками на рисунках показаны импульсы дейтронов упругой реакции $p-d$ -рассеяния назад. Наблюдаемая нерегулярность спектра вблизи импульса обратного упругого $p-d$ -рассеяния показывает, что из ядра C^{12} под действием налетающих протонов выбиваются квазиупругие дейтроны.

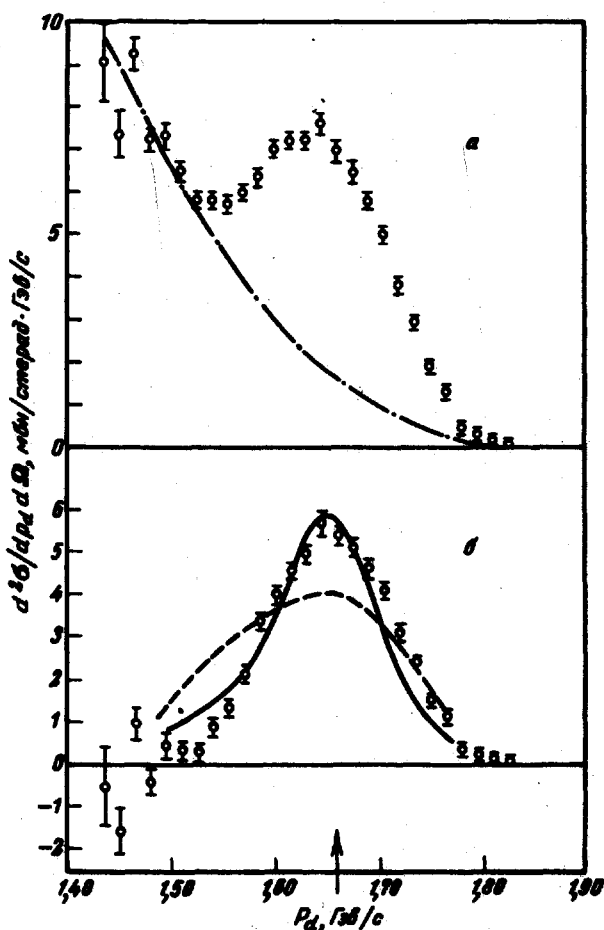


Рис.2. Спектры дейтронов при $T_0 = 730$ Мэв: а – суммарный спектр, б – спектр квазиупругих дейтронов

Из экспериментальных данных следует, что имеется фон дейтронов, плавно спадающий с ростом импульса. Наличие экспериментальных точек с обеих сторон квазиупругого максимума на рис.2, б и 3, а позволило нам провести плавную линию фона и выделить квазиупругие дейтро-

ны. Кривые фона проведены на рис. 2,а и 3,а штрих-пунктирными линиями. Зависимость дифференциального сечения испускания квазиупругих дейтронов от импульса, полученная после вычитания фона, изображена на рис. 2,б и 3,б. С помощью описанной процедуры мы не могли исключить случаи с развалом конечного ядра или с его переходом в возбужденные состояния, так как мы регистрировали только дейтрон.

Анализ полученных импульсных спектров квазиупругих дейтронов проводился с точки зрения теории прямых ядерных реакций. Рассматривалась полюсная диаграмма с дейтроном в качестве виртуальной частицы и считалось, что образовавшееся ядро B^{10} находится в основном состоянии. Конечность размеров ядра учитывалась путем введения батлеровского формфактора

$$f(q) = \cos qR + \frac{k}{q} \sin qR$$

в ядерной вершине. Вычисления, аналогичные [2], приводят к следующему выражению для дифференциального сечения:

$$\frac{d^2 \sigma}{d\Omega_d dp_d} = \frac{27 m_p \theta^2}{2\pi R p_p} \left(\frac{d\sigma_p}{d\Omega} \right) \frac{p_d^2}{\sqrt{(p_d^2 + m_d^2)(p_p^2 + p_d^2 - 2p_p p_d \cos \theta_{pd})}} \times \\ \times \int_{g_{min}}^{g_{max}} \frac{|f(q)|^2}{g^2 + k^2} g dq,$$

где p_p , m_p и p_d , m_d импульс и масса налетающего протона и вылетающего дейтрона; q — модуль импульса остаточного ядра B^{10} (все импульсы в лабораторной системе); θ^2 — приведенная дейтронная ширина начального ядра C^{12} ; R — радиус канала $C^{12} \rightarrow B^{10} + d$

$$k^2 = 2m_B m_d \epsilon / m_B + m_d .$$

ϵ — энергия связи дейтрона в ядре C^{12} ; $d\sigma_0/d\Omega$ — сечение упругого $p-d$ -рассеяния назад в лабораторной системе при том же $\theta_{\text{лаб}} = 13^\circ$, взятое из [1]. θ_{pd} — угол между налетающим протоном и вылетающим дейтроном. Выражения для g_{min} и g_{max} приведены в [3].

Импульсные спектры, рассчитанные по вышеприведенной формуле, не учитывают разрешения установки. Для того, чтобы сравнить их с экспериментом, необходимо учесть реальное $\Delta p/p$. Результат такого

расчета представлен на рис.2,б и 3,б, где сплошными кривыми показаны импульсные распределения, полученные с учетом формфактора, пунктиром – без учета формфактора. Теоретические кривые на рис.2,б и 3, б нормированы для наглядности так, чтобы они давали такое же значение $d\sigma/d\Omega d\Omega$, как и экспериментальный спектр. Рисунки показывают хорошее согласие экспериментальных данных со сплошными кривыми, что говорит о правильности расчета формы спектра дейтронов при указанных выше предположениях.

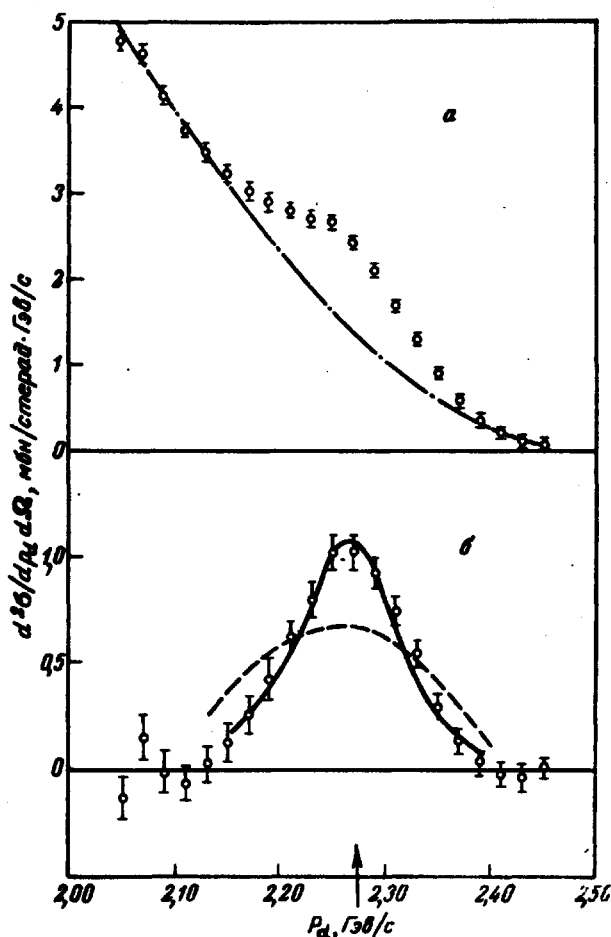


Рис.3. Спектры дейтронов при $T_0 = 1260$ Мэв:
 а – суммарный спектр, б – спектр квазиупругих дейтронов

Пользуясь выражением для дифференциального сечения на основе экспериментальных данных мы вычислили приведенные дейтронные ширины для обеих начальных энергий протонов:

$$\theta^2 = 3,8 \pm 1,0 \text{ для } T_0 = 1260 \text{ Мэв и}$$

$$\theta^2 = 2,7 \pm 0,7 \text{ для } T_0 = 730 \text{ Мэв.}$$

В ошибку определения θ^2 помимо статистических включены неточности в определении абсолютных значений сечений ($\sim 20\%$) и неопределенность, возникающая при вычитании фона ($\sim 15\%$). Совпадение приведенных дейтронных ширин в пределах ошибок опыта при разных значениях энергий налетающего протона является подтверждением правильности применения полюсной диаграммы к рассматриваемому процессу.

Отметим для сравнения, что для ядра ^{16}O $\theta^2 = 4,7 \pm 1,0$ (получено в работе [2] при обработке данных эксперимента [4]).

Как указывалось выше, возбужденные уровни конечного ядра экспериментально не разделяются. Не отделяются также случаи с развалом конечного ядра. Поэтому полученные значения следует понимать как некоторые суммарные ширины для указанных переходов.

В заключение авторы благодарят В.М.Колыбасова, Г.А.Лексина и И.С.Шапиро за ценные обсуждения и внимание к работе.

Поступила в редакцию
19 мая 1969 г.

Литература

- [1] П.Г.Биргер, В.С.Борисов, Г.К.Бышева, Л.Л.Гольдин и др. ЯФ, 6, 344, 1967.
- [2] В.М.Колыбасов, Н.Я.Смородинская. Письма в ЖЭТФ, 8, 335, 1968.
- [3] I.S.Shapiro, V.M.Kolybasov. Nucl. Phys., 49, 515, 1963.
- [4] R.J.Sutter, J.L.Friendes, H.Palevsky et al. Phys. Rev. Lett., 19, 1189, 1967.

Письма в ЖЭТФ, том 9, стр. 671 – 675

20 июня 1969 г.

МАГНЕТОКАЛОРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ФЕРРИТАХ-ГРАНАТАХ

К.Н.Белов, Е.В.Талалаева, Л.А.Черникова, В.И.Ивановский
Т.В.Кудрявцева

Нами был измерен магнетокалорический эффект $\Delta T(H)$ в редкоземельных ферритах-гранатах Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Yb, Tm, а также в феррите-гранате иттрия.

ΔT -эффект является энергетической характеристикой и поэтому изучение его может дать дополнительные сведения о магнитной струк-